

ОСОБЕННОСТЬ УДАРНОЙ СЖИМАЕМОСТИ ПРИ ИСЧЕЗНОВЕНИИ ДВУВОЛНОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Н. М. Кузнецов (Москва)

Известно, что в некоторых случаях при термодинамически равновесном ударном сжатии вещества вместо одной ударной волны образуется двуволновая конфигурация: вслед за первой волной постоянной амплитуды движется, не догоняя ее, вторая ударная волна. Такая двуволновая конфигурация может наблюдаться, в частности, при пластическом течении и при фазовых переходах [1, 2]. Зависимость давления P от удельного объема V ударно сжатого вещества из начального состояния 1 в этих случаях обычно принято изображать, как показано на фиг. 1, с одним изломом в случае пластичности (точка 2) и с двумя — в случае фазового перехода первого рода (точки 2 и 2*); излом в точке 2* связан с завершением фазового перехода; двуволновая конфигурация соответствует любой точке на участке кривой 2—3. Однако в действительности в точке 3, где исчезает двуволновая конфигурация, на кривой $P(V)$ также имеется излом¹. Дело в том, что зависимость $P(V)$ при $P_2 < P < P_3$ (см. фиг. 1) описывается ударной адиабатой с начальным состоянием 2, а при $P > P_3$ — ударной адиабатой с начальным состоянием 1. Легко видеть, что это две разные адиабаты, пересекающиеся в точке 3 (будем их называть соответственно адиабатами II и I). Действительно, в точке 3, где адиабата II пересекается с продолжением хорды 1-2 и где скорости первой и второй волн равны, конфигурация двух волн может рассматриваться как один стационарный скачок, удовлетворяющий законам сохранения. Это и означает, что точка 3, принадлежащая адиабате II, принадлежит и адиабате I.

Найдем направление излома кривой $P(V)$ в точке 3. По определению точки 3, в интервале $P_2 < P < P_3$ всюду осуществляется двуволновая конфигурация, поэтому в рассматриваемом интервале P , кроме точки 3, нет других точек пересечения адиабаты II с продолжением хорды 1-2, и, следовательно, нет других точек пересечения адиабат I и II. Таким образом, для исследования направления излома в точке 3 достаточно определить взаимное расположение адиабат I и II в точке 2.

Сделаем это, вычислив дифференциалы энтальпии на ударных адиабатах I и II при давлении $P_2 + dP > P_2$. Обозначая энтальпии и объемы конечного состояния вещества на ударных адиабатах I и II соответственно H_I, V_I, H_{II}, V_{II} и дифференцируя уравнение Гюгонио в точке 2, найдем

$$dH_I = \frac{1}{2}(V_2 + V_1)dP + \frac{1}{2}(P_2 - P_1)dV_I, \quad dH_{II} = V_2 dP$$

Вычитая первое равенство из второго, получим

$$d(H_{II} - H_I) = \frac{1}{2}(V_2 - V_1)dP - \frac{1}{2}(P_2 - P_1)dV_I \quad (1)$$

Сопоставляя (1) с условием осуществления двуволновой конфигурации при $P = P_2 + dP$, которое имеет вид

$$\frac{dP}{dV_I} > \frac{P_2 - P_1}{V_2 - V_1} \quad (2)$$

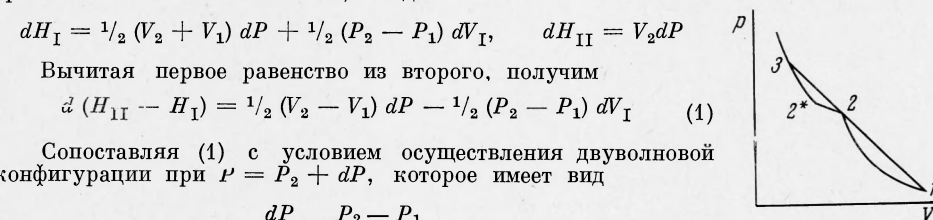
приходим к неравенству $d(H_{II} - H_I) > 0$, или, выражая dH через дифференциалы энтропии и давления,

$$\begin{aligned} T_2 dS_{II} + V_2 dP - T_2 dS_I - V_2 dP &= \\ &= T_2 (S_{II} - S_I)_{P_2 + dP} = \\ &= T_2 \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_P (V_{II} - V_I) = \\ &= T_2 \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V (V_{II} - V_I) > 0 \end{aligned} \quad (3)$$

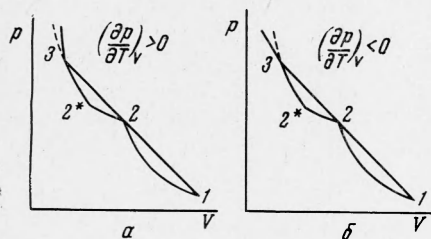
Здесь $V_{II} - V_I$ — разность объемов на ударных адиабатах при давлении $P_2 + dP$.

Согласно (3), взаимное расположение адиабат I и II определяется знаком

$(\partial P / \partial T)_V$ в области осуществления двуволновой конфигурации в окрестности точки 2. (В самой точке 2 производная $(\partial P / \partial T)_V$ может быть неоднозначной, например вследствие фазового перехода; если двуволновая конфигурация связана с фазовым



Фиг. 1



Фиг. 2

¹ Это обстоятельство отмечено, например, в появившемся недавно обзоре [3].

переходом, то при $dP > 0$ обе ударные адиабаты попадают в двухфазную область).

Расположение ударных адиабат при положительных и отрицательных $(\partial P / \partial T)_V$ и соответствующие направления излома в точке исчезновения двуволновой конфигурации (точка 3) даны на фиг. 2. Пунктиром обозначено продолжение адиабаты II.

Заметим, что в случае, если в точке 2 на ударной адиабате не возникает двуволновой конфигурации, то, как известно [4], взаимное расположение ударных адиабат (ударной адиабаты и изэнтропы) тоже определяется знаком $(\partial P / \partial T)_V$, но оказывается прямо противоположным.

Поступила 13 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Bancroft D., Peterson E., Minshall S. Polymorphism of Iron at High Pressure. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 3, p. 291.
2. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
3. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. наук, 1965, т. 85, № 2, стр. 197.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.

СМЕШЕНИЕ ДВУХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ, ДВИГАЮЩИХСЯ В КОАКСИАЛЬНЫХ ТРУБАХ, РАЗДЕЛЕННЫХ ПЕРФОРИРОВАННОЙ СТЕНКОЙ

Н. Ф. Воробьев (Новосибирск)

В одномерной схеме рассматривается смешение двух газов, обладающих различными физическими и термодинамическими свойствами, в коаксиальных цилиндрических трубах, разделенных перфорированной стенкой. Между средами происходит массообмен, обусловленный разностью статических давлений в потоках. Предполагается, что газы в трубе, в которую происходит истечение, мгновенно перемешиваются и в смеси газов устанавливается термодинамическое равновесие. Кроме того, предполагается, что трение и теплопередача на стенках труб пренебрежимо малы по сравнению с эффектом смешения. При составлении уравнения количества движения в трубе, где происходит смешение, учитывается взаимное направление смешиваемых потоков и угол входа струй.

Одномерные уравнения установившегося движения двух газовых потоков, разделенных перфорированной стенкой, имеют вид:

$$\begin{aligned} dQ_2 &= -dQ_1, & d(Q_2 u_2) &= -i_1 dQ_1, & Q_j &= f_j u_j \rho_j \\ d(Q_2 u_2) + f_2 dp_2 &= \beta [d(Q_1 u_1) + f_1 dp_1], & i_j &= c_{pj} T_{j0} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Q_j — расход через поперечное сечение трубы, i_j — энтальпия, p_j — статическое давление, u_j — скорость, ρ_j — плотность, T_{j0} — температура торможения, c_{pj} — теплоемкость при постоянном давлении, $j = 1, 2$, причем индекс 1 относится к трубе, из которой газ вытекает, а индекс 2 относится к трубе, в которой течет смесь газов. Площадь поперечного сечения трубы f_j постоянна вдоль оси.

В уравнении количества движения параметр β учитывает взаимную направленность потоков в трубах 1 и 2 и долю импульса перетекающего из трубы 1 газа, передаваемую смеси газов в трубе 2. В зависимости от устройства перфорированных отверстий меняется угол входа в трубу 2 струй подмешиваемого газа, следовательно, меняется доля импульса, передаваемая смеси газов в направлении оси трубы.

При организации перфорированных отверстий, обеспечивающих передачу импульса перетекающего газа без потерь (направление входа струи в перфорировующее отверстие в трубе 1 и направление выхода струи в трубе 2 совпадает с направлением оси труб, и когда потерями в отверстии можно пренебречь), параметр $\beta = -1$ в случае одинаково направленных потоков в трубах 1 и 2, параметр $\beta = +1$ в случае противоположно направленных потоков. В случае, когда струи входят в трубу 2 перпендикулярно к направлению потока, $\beta = 0$. В зависимости от вида перфорации и взаимного направления потоков в трубах 1 и 2 значение β меняется в пределах $-1 \leq \beta \leq 1$. По длине трубы значение β принимается постоянным.

Перетекание газа из первой трубы во вторую происходит по законам: при сверхкритическом перепаде статических давлений

$$\frac{dQ_1}{dx} = -\mu F(x) \left(\frac{2}{\kappa_1 + 1} \right)^{\vartheta_1} \left(\frac{2\kappa_1}{\kappa_1 + 1} p_1 \rho_1 \right)^{1/2} \quad \left(\vartheta_1 = \frac{1}{\kappa_1 - 1} \right) \quad (2)$$

при докритическом перепаде статических давлений

$$\frac{dQ_1}{dx} = -\mu F(x) \left\{ \frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 1} p_1 \rho_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2\theta} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1+\theta} \right] \right\}^{1/2} \quad \left(\theta = \frac{1}{\kappa_1} \right) \quad (3)$$